

ANNALES INSTITUTI REGII HUNGARICI GEOLOGICI



A MAGYAR KIRÁLYI FÖLDTANI INTÉZET

ÉVKÖNYVE

XXXVI. KÖTET 5. (ZÁRÓ) FÜZET

SÍK FELÜLET ÖSSZES SUGÁRZÁSA
EGY ELEMI GÖMBRE

A FEHÉR DÁNIEL-FÉLE BIOSUGÁRZÁS INTENZITÁSÁNAK
KISZÁMÍTÁSA

ÍRTA:

SZELÉNYI TIBOR

MITTEILUNGEN

AUS DEM JAHRBUCH DER KGL. UNGAR. GEOLOG. ANSTALT
BAND. XXXVI. (SCHLUSS) HEFT 5.

DIE VON EINER ELEMENTAREN
KUGEL AUFGENOMMENE
GESAMTSTRAHLUNG EINER EBENE

INTENSITÄTSMESSUNG DER FEHÉR'SCHEN
BIOSTRAHLUNG

VON:

TIBOR SZELÉNYI

BUDAPEST, 1943.

DUNÁNTÚL PÉCSI EGYETEMI KÖNYVKIADÓ ÉS NYOMDA R.-T. PÉCSETT.



A közlemény tartalmáért és fogalmazásáért a szerző felelős.

Für Inhalt und Form der Mitteilung ist der Autor verantwortlich.

Felelős kiadó: dr. Lóczy Lajos igazgató.

Szerkeszt: dr. Marzsó Lajos és dr. Teleki Géza gróf.

DUNÁNTÚL PÉCSI EGYETEMI KÖNYVKIADÓ ÉS NYOMDA R.-T. PÉCSETT.

A nyomdaiért felelős: Mészáros József igazgató.

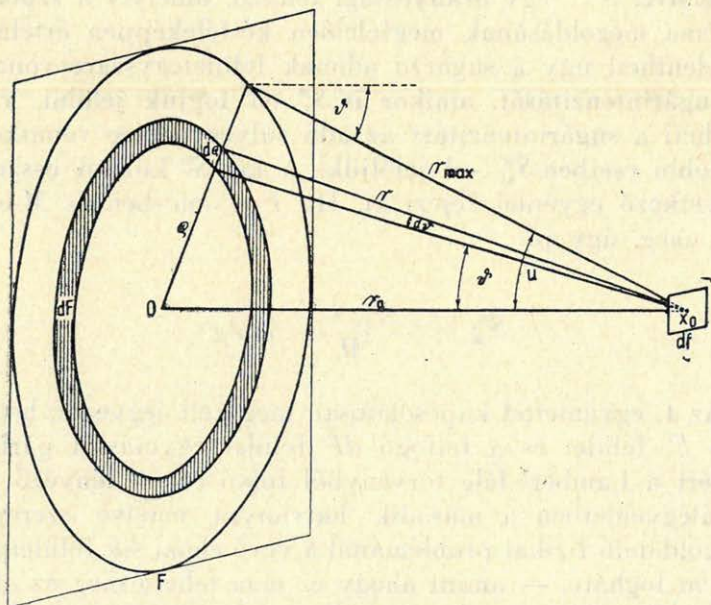
SÍK FELÜLET ÖSSZES SUGÁRZÁSA EGY ELEMI GÖMBRE.

A Fehér Dániel-féle biosugárzás intenzitásának kiszámítása.

Irta: SZELÉNYI TIBOR.

Közismert, hogy egy köralakú síkfelület F által kibocsájtott és egy elemi df irányított síkfelület által felfogott dJ sugárintenzitás a következő egyenlet szerint számítható ki: (Lásd az 1. ábrát.)

1 Ábra - Abb. 1.



三

$$dJ_{\cos^2}^{\circ} = df \cdot S^* \cdot \int_{\vartheta=0}^{\vartheta=u} dF \cdot \frac{\cos^2 \vartheta}{r^2}$$

Ha itt tekintetbe vesszük, hogy

$$2. \quad F = \pi r_0^2 \operatorname{tg}^2 \vartheta$$

és így

$$3. \quad dF = 2\pi r_0^2 \frac{\sin \vartheta}{\cos^3 \vartheta} d\vartheta$$

úgy az 1. egyenlet a következő alakba írható.

$$4. \quad \begin{array}{c} \vartheta = u \\ dJ_{\cos^2}^{\circ} = 2\pi \cdot df S^* \int\limits_{\vartheta=0}^{\vartheta=u} \sin \vartheta \cdot \cos \vartheta \cdot d\vartheta = \pi df \cdot \underbrace{S^* \cdot \sin^2 u} \end{array}$$

A fenti egyenletekben ϑ azt a szöget jelenti, amelyet a sugarak a felület normálisával zárnak be; a fél nyílásszög pedig u -val van jelölve. S^* egy arányossági tényező, amelyet a szóbanforgó probléma megoldásának megfelelően kétféleképpen értelmezünk. S^* jelentheti úgy a sugárzó adónak felületegységre vonatkoztatott sugárintenzitását, amikor is S_F^* -el fogjuk jelölni, valamint jelentheti a sugárintenzitást az adó súlyegységére vonatkoztatva. Ez utóbbi esetben S_M^* -el jelöljük. A két S^* közötti összefüggést a következő egyenlet fejezi ki. Ha F -et cm^2 -ben és M -et g -ban adjuk meg, úgy pl.

$$S_M^* = \frac{S_F^* \cdot F}{M} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$$

Az 1. egyenlettel kapcsolatosan meg kell jegyezni, hogy a sugárzó F felület és a felfogó dF felület egymással párhuzamos és ezért a Lambert-féle törvényből folyó $\cos \vartheta$ tényező a differenciálegyenletben a második hatványra emelve szerepel. Ha a megoldandó fizikai problémánál a vevő elemi sík felület gyanánt fel nem fogható, — amint ahogy ez nem tehető meg az alábbiakban részletesen tárgyalt biosugárzásnál — úgy egy olyan differenciálegyenlet, amelynél a vevő alakját kis gömbfelületnek tételezzük fel, különösen jó szolgálatot tehet. A gömbfelületnél u. i. teljesen közömbös az, hogy a beeső sugarak milyen irányból jönnek és ezért a sugarak felfogásánál a $\cos \vartheta$ tényezőt figyelmen kívül hagyhatjuk. A Lambert törvény értelmében a párhuzamos

sugárnyaláb által besugárzott gömbfelület felfogóképessége egyenlő a gömb legnagyobb metszési síkjának felfogóképességével. A most felállítandó differenciálegyenletben df jelenti azt a legnagyobb körű metszési síkot, amelyről feltesszük még, hogy állandó. A differenciálegyenlet a következő:

$$5. \quad \vartheta = u$$

$$dJ_{\cos}^{\circ} = df \cdot S^* \int_{\vartheta=0}^{\vartheta=u} dF \cdot \frac{\cos \vartheta}{r^2}$$

Ha ismét a 3. egyenletet vesszük figyelembe, akkor:

$$6. \quad \vartheta = u$$

$$dJ_{\cos}^{\circ} = df \cdot S^* \cdot 2\pi \int_{\vartheta=0}^{\vartheta=u} \sin \vartheta d\vartheta = \underline{2\pi \cdot S^* df \cdot (1 - \cos u)}$$

Ezt az eredményt a „biosugárzás“ erősségének megmérésére használjuk fel. Az itt felmerülő probléma meglehetősen hasonlít a rádióaktív anyagok sugárerősségének meghatározásánál fellépő nehézségekhez, ahol az adó nagysága és vastagsága szintén figyelembe veendő. A „biosugárzás“-t Fehér Dániel professzor fedezte fel és ő ismertette először. (Lásd az alábbi irodalmat: 1, 2, 3, 4.) A végzett igen számos kísérletekből az a következtetés vonható le, hogy a jelenség lényegében egy távolhatás, amelynek sugárzási mivoltát bár számtalan kísérlet nagymértékben valószínűsíti, de a sugárzás ténye a rendelkezésre álló műszerekkel jelenleg még minden kétséget kizáró fizikai tárgyilagossággal nem bizonyítható.

A távolhatás abban áll, hogy minden kémiai elem közvetítő médium nélkül hatást gyakorol a közelében elültetett csirázó növényekre. E hatás a csiraszálaknak bizonyos irányban való elhajlásában és elgörbülésében jelentkezik. A hatás intenzitása minden elemre nézve jellemző állandó. Hogy a biosugárzás jelenlétét kimutassuk, úgy járunk el, hogy egy védő búra alatt sötétben, minden fény és hőszugártól, valamint levegőáramlástól elzárt helyen a vizsgálandó elemek közelében 4–6 napig növényeket (legtöbbször borsót) csiráztatunk. Mivel minden elem hatásosnak bizonyult, a laboratóriumban csak az egymást nem közömbösítő hatásokból fennmaradt eredő hatással számolhatunk. A kísérleteknél a legnagyobb nehézség éppen abban áll, hogy a laborató-

riumban kikeressük azokat a helyeket, ahol a falaknak és a kikerülhetetlen laboratóriumi berendezéseknek hatása egymást semlegesíti. A növények elhajlása a sugárzó felületelemet és a növényt összekötő egyenes irányában történik. Az elhajlás iránya a növénynek a sugárzó felületelemtől való távolságától függ. Éspedig a növény a sugárzó test közelében attól elfordul, viszont egy meghatározott távolságon túl az adó felé fordul. Az alábbiakban e meghatározott távolságot irányváltási határnak fogjuk nevezni. A jelenség pontos és részletes leírása végett a fentemlített irodalomra utalunk.

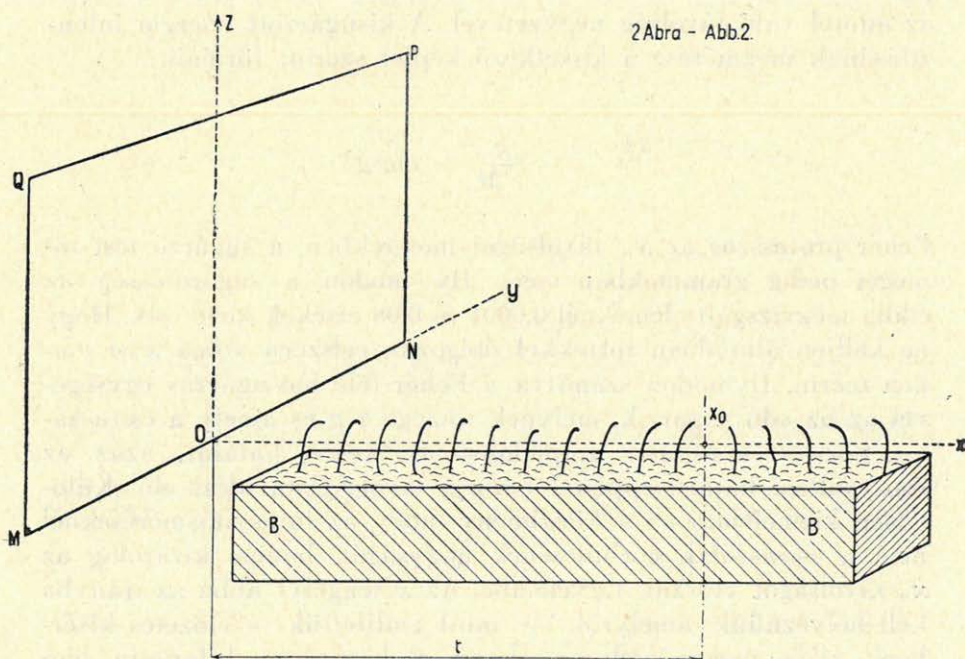
Hogy a biosugárzás intenzitását megmérhessük, elsősorban kellő energiával kell rendelkezniünk, mivel a mérések pontossága a sugárzó energiával együtt növekszik. E célból megfelelő tömegű sugáradóra van szükségünk. A tömegek az intenzitás mérésénél kétféleképpen alkalmazhatók. Használható először olyan hengeralak, amelynek átmérője hossztengelyéhez viszonyítva kicsiny. Ekkor a sugárzást a hossztengely irányában vizsgáljuk. Alkalmazhatunk azonkívül adó gyanánt vékony lemezt is, amikor a sugárzást a lemez normálisának irányában mérjük. Ez utóbbi esetben az önabszorpció gyakorlatilag teljesen figyelmen kívül hagyható és csak a ferdén beeső és ugyanakkor nagyobb távolságból jövő sugarakat kell megfelelően számításba venni. A biosugárzás intenzitásának megmérésénél jelenleg ez a második elrendezés jelenti az egyedül járható utat. A biosugárzás önabszorpció szempontjából még mennyilegesen kikutatva nincsen és azonkívül az önabszorpció matematikai kiértékelése már magában véve is különös nehézséget jelent egyrészt a fellépő exponenciális integrál miatt, másrészt inhomogén sugárzás miatt. Mindezen okok miatt az intenzitás méréseknél a vastag adót, tehát a hengeres formát kerülnünk kell.

Mivel a biosugárzás Fehér professzor eddigi kutatási eredményei szerint különösen nagy áthatoló képességű, a mérésekhez szükséges energiamennyiség előállításánál a sugárzó anyagot kellő vastagságú lemezalakban alkalmazhatjuk anélkül, hogy arról az előnyről le kellene mondanunk, hogy e lemezeket számításainknál sík felületek gyanánt foghassuk fel. A bevezetésben említett S^* kettős értelmezését is ezzel a feltevésünkkel magyarázzuk meg. A lemezalakú sugáradó u. i. felfogható egyszer mint felület, máskor pedig mint tömeg.

A sugárzási kísérletekhez csirázó borsót használunk, amelyek hosszúkas ládában egymástól kb. 2—3 cm távolságban vannak elültetve, A sugárzó sík nagy felületéhez viszonyítva a csiraszálak

tenyészkúpját olyan elemi gömfelületnek foghatjuk fel, amelyek nagysága állandó. Ennél az elgondolásnál különösen fontos az a körülmény, hogy a tenyészkúpra ható sugarak beesési iránya a kifejtett hatás nagyságának tekintetében teljesen közömbös. A botanikusok véleménye szerint az elhajlások csakis a tenyészkúpra történt behatások folyományaként foghatók fel és a növény egyéb részei e tekintetben sokkal kevésbé érzékenyek. Ezt a megállapítást számos kísérlet bizonyítja. Ha ügyelünk arra, hogy a sugarak leginkább vízszintes irányból, vagy esetleg ferdén felülről ériék csak a növényeket, de soha alulról ne irányuljanak a csiraszálak felé, úgy a tenyészkúp a sugarakkal szemben mindig egyugyanazon nagyságú felületként vehető számításba és az állandó és közömbös irányú vevőre vonatkozó előbbi feltevésünk jogosultnak mondható.

Az a feltétel, hogy a növényeket ferdén alulról sugár ne érje, egészen természetes feltétel, mivel az ily irányból beeső sugarak a földdel teli ládán haladnának keresztül.



A sugárintenzitás megmérése a következőképpen történik. (Lásd. 2. ábrát.) Legyen az y, z sík a távolhatást kifejtő vékony lemez felületében. Az irányváltási távolság mérése, amelyen az

intenzitásmérés alapszik, az x tengely mentén történik. A csiraszálak a hosszú ládában három sorban vannak elültetve. Egy bizonyos x_0 távolságig a növények $+x$ tengely irányában hajlanak el és a többé-kevésbé éles irányváltási határ után, nagyobb x értékeknél ellenkező irányban, a $-x$ tengely irányában görbülnek el. Ha minden egyes csiraszál kivétel nélkül nem is követi e szabályt, a pozitív és negatív irányú elhajlások átlaga azonban már aránylag kicsiny (pl. 10 cm) hosszúsági intervallumon belül az említett törvényt követi. A távolhatás még x_0 -nál hétszer nagyobb távolságban is észlelhető, de a pozitív és negatív elhajlások határa sokkal pontosabban észlelhető lévén, Fehér professzor éppen ezt az x_0 távolságot választotta a sugárintenzitás mértékéül. Fizikai nyelven ez azt jelenti, hogy az x_0 pontban a besugárzás éppen egységnyi erősségű. Az a körülmény, hogy a mérések aránylag jól reprodukálhatók, azt bizonyítja, hogy a növények a biosugárzás hatására mindig egyforma mértékben reagálnak.

Az adó anyagára jellemző és abból eredő sugárzás, Fehér professzor szerint, arányos az adó tömegével és fordítva arányos az adótól való távolság négyzetével. A kisugárzott energia intenzitásának megmérése a következő képlet szerint történik:

$$7. \quad S_M^* = \frac{x_0^2}{M} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$$

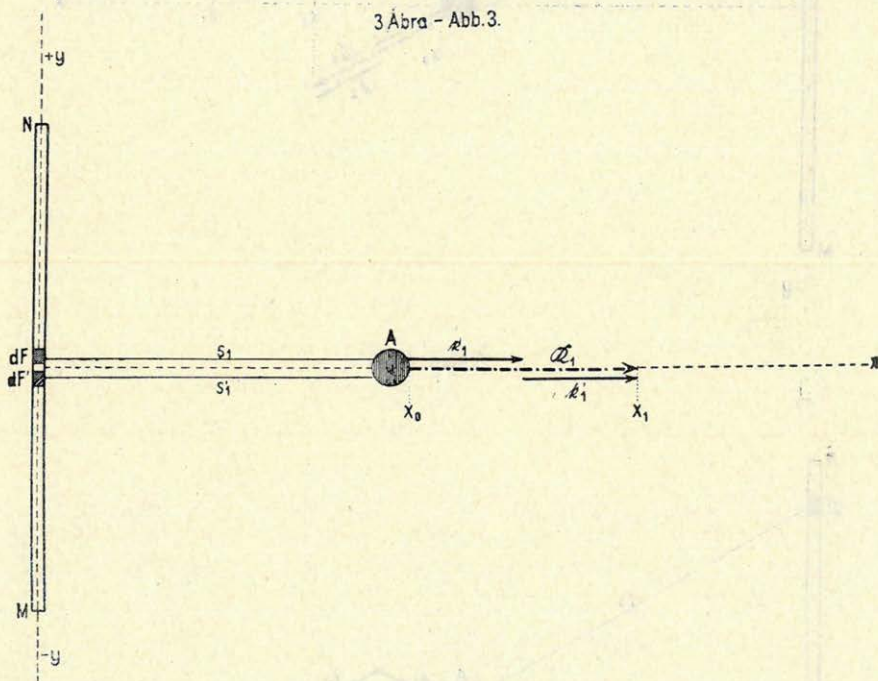
Fehér professzor az x_0 távolságot méterekben, a sugárzó test tömegét pedig grammokban méri. Ily módon a sugárerősség az eddig megvizsgált elemeknél 0.0001 és 0.08 értékek közé esik. Hogy ne kelljen állandóan törtekkel dolgozni, célszerű volna x_0 -t cm-ben mérni. Ily módon számítva a Fehér-féle biosugárzás egységével az az adó sugárzik, melynek tömege 1 g és amely a csiraszálak pozitív és negatív tropizmusának közös határát, azaz az irányváltási határt, éppen 1 cm-nyi távolságban idézi elő. Különösen kiemelendő az a körülmény, hogy az intenzitásméréseknél nem a csiraszálak görbülésének nagyságát, hanem kizárólag az x_0 távolságot vesszük figyelembe. Az x tengelyt abba az irányba kell helyeznünk, amelyről, — mint említettük — előzetes kísérletek útján meggyőződöttünk, hogy a környezet kifejtette biosugárzási hatások eredőjétől teljesen mentes.

A növények természetükből kifolyólag nemcsak egy, hanem többé-kevésbé minden irányban hajlanak és görbülnek. Az irányváltási határ megállapításánál ez okból az elhajlásoknak

csak az x tengely irányába eső összetevőjét vesszük tekintetbe. Ily észlelési mód mellett azok a biosugarak, amelyek az $MNPQ$ lemezből közvetlenül O közelében erednek, hatásukat teljes mértékben kifejtik és azt le is olvassuk, míg mindazoknál a sugaraknál, amelyek a lemezből O -tól nagyobb távolságban erednek, csupán csak a hatást előidéző erővektor x tengelyére eső vetületét olvassuk le.

Az elmondottak szemléltetésére szolgáljon a 3, 4. és 5. sz. ábra, amelyekben mindenütt két-két: dF és dF' felületelemből eredő sugár van feltüntetve. f az elhajlító erőt, vagy pedig magát az elhajlást jelenti, amelyet egyszerűség kedvéért az elhajlító erővel arányosnak tételezünk fel. Az ábrákban csak egy növény tenyészképja: A van megjelölve. Ez az x, y síkba esik.

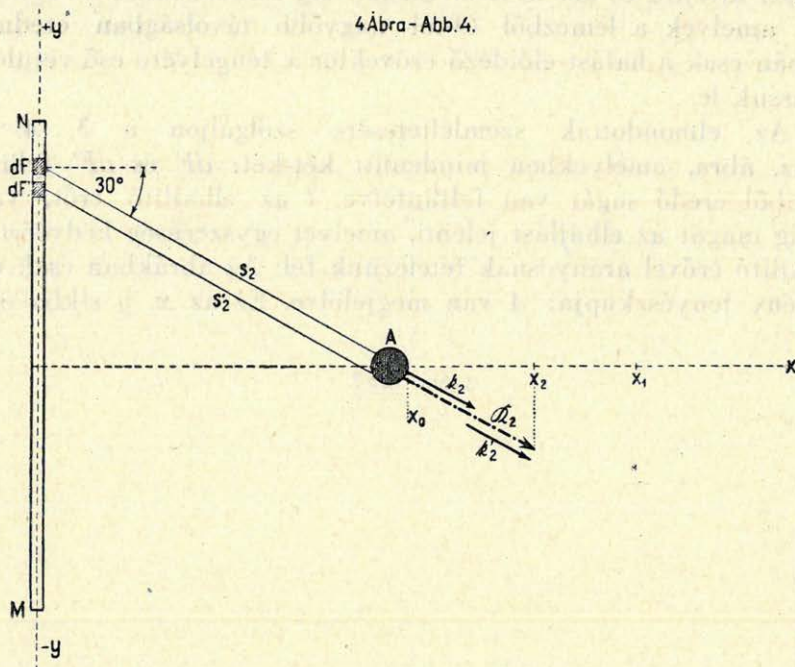
3 Ábra - Abb.3.



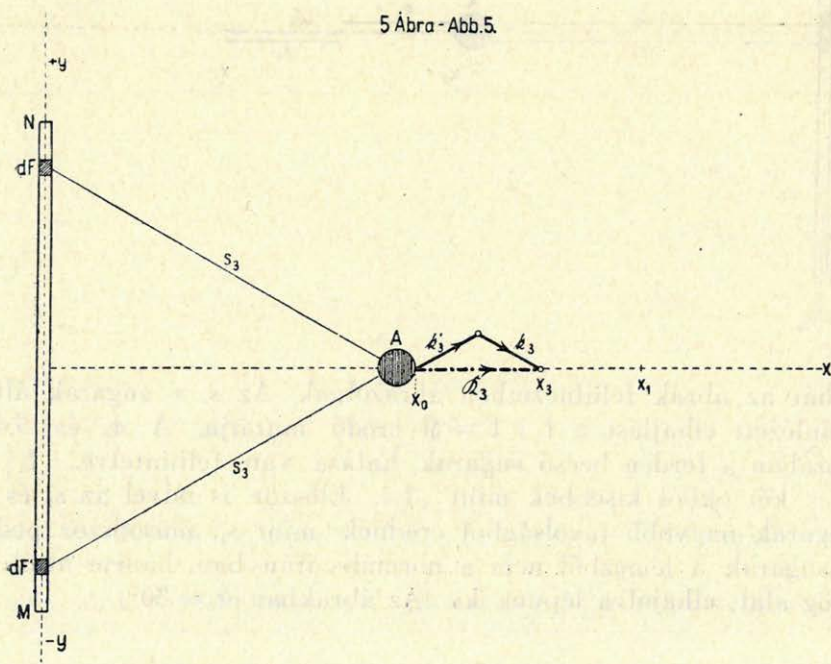
tehát az ábrák felülnézetben ábrázolnak. Az s, s' sugarak által előidézett elhajlást a $f + f' = R$ eredő mutatja. A 4. és 5.-ik ábrában a ferdén beeső sugarak hatása van feltüntetve. $|f_2| = |f_3|$ két okból kisebbek mint $|f_1|$. Először is mivel az s_2 és s_3 sugarak nagyobb távolságból erednek mint s_1 , másodszor pedig a sugarak a lemezből nem a normális irányban, hanem attól ϑ szög alatt elhajolva lépnek ki. (Az ábrákban $\vartheta = 30^\circ$).

Jelen fejtegetésünkénél az a legfontosabb, hogy bár $|\mathcal{R}_2|$ és $|\mathcal{R}_3|$ egymástól különbözik, az x tengelyre való vetületük, amely a leolvasásnál egyedül jön tekintetbe, egyforma nagy.

4 Ábra - Abb. 4.



5 Ábra - Abb. 5.



Ez azt jelenti, hogy a sugarak hatása kizárólag a ϑ szög függvénye és egyenlő ϑ szögeknél a lemezből való kilépés helyétől független.

Jelen elgondolás természetesen nem több, mint feltételezés, mivel a pozitív és negatív tropizmus keletkezésének mechanizmusa még elegendően nincsen kikutatva.

Azt is fel kell tételeznünk, hogy az oldalról beeső sugarak egymással nem interferálnak és elhajlító hatásukat teljes mértékben kifejtik. Ha a sugarak egymással interferálnának, akkor a körülmény a pozitív és negatív tropizmus határát természetesen eltolná. Mivel azok az elhajlások, amelyek az oldalról beeső sugarak hatására keletkeznek kisebbek, (vagy a fent leírt megfigyelési mód mellett azokat kisebbeknek észleljük), az irányváltási határ ilyen sugaraknál kevésbé éles lesz. E körülmény az intenzitás mérést azonban csak bizonytalanabbá és pontatlanabbá teszi, de a 6. sz. egyenlethől mégis következtethetünk az adó teljes sugárerősségére. E következtetés az alább leírt gondolatmenet szerint történhetik:

A biosugárzás sugárerősségének definíciója szerint a 6-ik egyenletben (a csirázó borsónál) feltehetjük azt, hogy $df = 1$. Ha a sugárzó lemez minden pontja a besugárzott felülettől egyenlő távolságra volna, továbbá a vevő az adónak minden egyes felületelemétől a normális irányban feküdnék ($\vartheta = 0$), úgy ezen ideális esetben az adófelület jellemző sugárzását a következő egyenlet fejezné ki:

$$8. \quad J_i = S_F^* \frac{\rho^2 \pi}{r_0^2} = S_F^* \pi \operatorname{tg}^2 u$$

(Lásd az 1. ábrát.)

Mint tudjuk, a valóságban u félnyílásszögű sugárzó körlemez α_0 pontban kifejtett hatása fenti intenzitásnak csak egy töredéke és még mindig: (Lásd 6-ik egyenletet).

$$9. \quad J_r = 2\pi \cdot S_F^* (1 - \cos u)$$

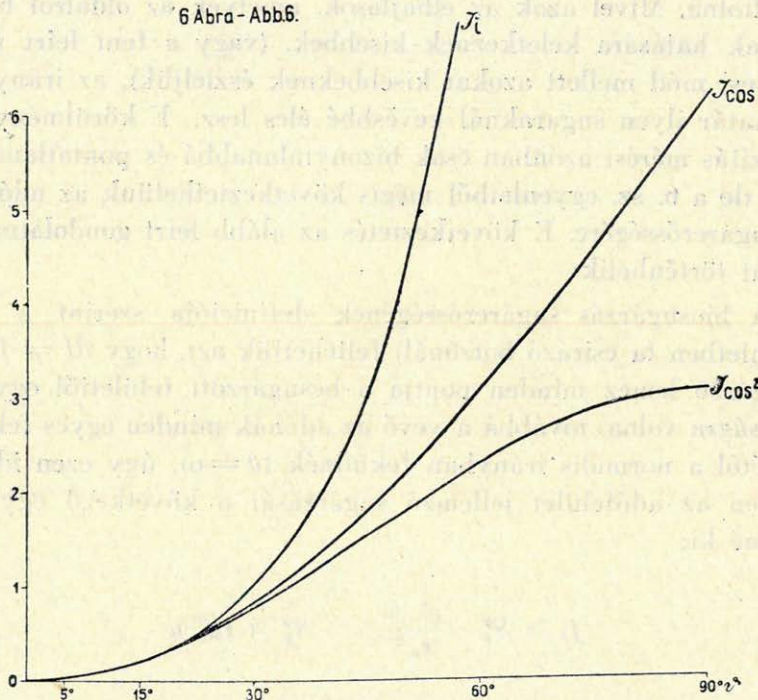
Az $\frac{J_i}{J_r}$ viszony egy arányossági tényezőt jelent, amellyel a mért

sugárerősségi adatokat megszorozva, a szóbanforgó adó jellemző sugárzását számíthatjuk ki:

$$10. \quad \frac{J_i}{J_r} = \varphi = \frac{tg^2 u}{2(1 - \cos u)}$$

Körlemez használva a φ faktor ismerete lehetővé teszi számunkra azt, hogy az intenzitás kiszámításánál az egész lemezt egy pontban képzelhessük el, anélkül azonban, hogy önabszorpció méréseinket befolyásolná.

6 Ábra - Abb.5.

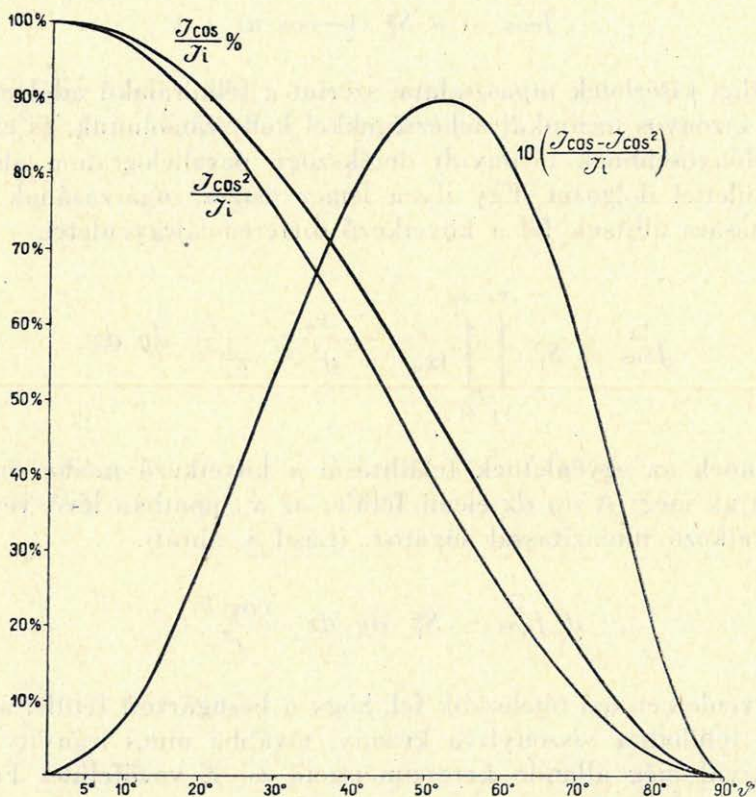


A 6.-ik ábrában az elemi gömb által felfogott sugárerősség van feltüntetve, háromféle módon kiszámítva. Az ábrákban használt mértékegység önkényes ($S_F^* = 1$), de mindhárom görbénél ugyanaz. Az abszcissa tengelyére a félnyílásszög u van felmérve. (Lásd az 1. ábrát.) Az J_{\cos}^0 -al jelölt görbe, jelenti a biosugárzásnál észlelhető sugárintenzitást. J_{\cos}^0 legmagasabb értéke egyenlő 2π -vel. Ebből az következik, hogy az intenzitás mérésének gyakorlati kivitelezésénél nem érdemes az adó felületét bizonyos határon felül növelni. A 6-ik ábrában az irányítót felületű vevőnek

megfelelő görbe is J_{\cos}° 2 fel van tüntetve. (Lásd a 4-ik egyenletet.) E görbénél a végtelen nagy sugárfelületnek megfelelő érték -vel egyenlő.

A sugárintenzitás kiszámításnál a különböző differenciál-egyenletekből nyert értékeknél az $\frac{J_{\cos}}{J_i}$ és $\frac{J_{\cos^2}}{J_i}$ viszony az irányadó. Mindkét törtet a 7.-ik ábra tünteti fel. Itt jól látható, hogy

7 Ábra-Abb.7.



a két számítási mód közötti különbség csak legfeljebb 9 %-os eltérést idéz elő, amikor is $u = 51^{\circ}$. Ez az eltérés a biosugárzás eddigi mérési eredményeit tekintetbe véve, annak hibahatárához viszonyítva kicsinynek mondható. Mindazon feltevések helyességének bizonyítására, amelyek a 6-ik egyenletben felállított integrálhoz vezettek, szükséges volna a jövőben a kísérleti hibát 9 %-nál kisebbre csökkenteni és a lemez nagyságát és vastagságát

úgy méretezni, hogy a félnyílásszög 51° körül lehessen. Eddigi tapasztalataink szerint mindkét feltétel megvalósítható.

Egy teljes körlappal, mint adóval dolgozni, már azért sem lehetséges, mert a lemez alsó részéből jövő sugarak a földdel teli ládán keresztül hathatnának csak a vevőre és ezért a 6-ik egyenletet olyan körszeletek használata mellett is alkalmaznunk kell, amelyek a kör középpontján áthaladó metszéseknel képezhetők. Így pl. egy sugárzó félkörnél \cap a sugárerősséget a következő egyenlet fejezi ki:

$$11. \quad J_{\cos}^{\cap} = \pi S_F^* (1 - \cos u)$$

Az eddigi kísérletek tapasztalatai szerint a félkör alakú adólemez-nél is bizonyos technikai nehézségekkel kell számolnunk, és ezért a legelőnyösebbnek bizonyult derékszögű parallelogramm alakú adófelülettel dolgozni. Egy ilyen lemez összes sugárzásának kiszámítására állítsuk fel a következő differenciálegyenletet.

$$12. \quad J_{\cos}^{\square} = S_F^* \int_{y_1}^{y_2} \int_{z_1}^{z_2} \frac{x_0}{(x_0^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} dy dz$$

Ennek az egyenletnek felállítását a következő módon indokolhatjuk meg: A $dy dz$ elemi felület az x_0 pontban lévő vevőre a következő intenzitással sugároz: (Lásd 8. ábrát).

$$13. \quad d J_{\cos}^{\square} = S_F^* dy dz \frac{\cos \vartheta}{r^2}$$

Ez egyenletben azt tételezzük fel, hogy a besugárzott felület a sugárzó felülethez viszonyítva kicsiny, továbbá nincs irányítva és azonkívül még állandó keresztmetszetű is. E vevőfelület Fehér professzor feltevése szerint 1-el egyenlő.

Az integrálásnál úgy járunk el, hogy először z szerint integrálunk (Lásd pl. Láska 164. lap 5-ik egyenlet).

$$14. \quad \frac{J_{\cos}^{\square}}{S_F^*} = x_0 z_2 \int_{y_1}^{y_2} \frac{dy}{(x_0^2 + y^2) \sqrt{x_0^2 + y^2 + z_2^2}} - x_0 z_1 \int_{y_1}^{y_2} \frac{dy}{(x_0^2 + y^2) \sqrt{x_0^2 + y^2 + z_1^2}}$$

majd azután y szerint (lásd pl. Mangold: Einführung... 1284-ik egyenletet).

$$15. \quad \frac{J_{\cos}^{\square}}{S_F^*} = \frac{1}{2} \ln \frac{x_0 \sqrt{x_0^2 + y_2^2 + z_2^2} + y_1 z_2}{x_0 \sqrt{x_0^2 + y_2^2 + z_2^2} - y_1 z_2} - \frac{1}{2} \ln \frac{x_0 \sqrt{x_0^2 + y_1^2 + z_2^2} + y_1 z_2}{x_0 \sqrt{x_0^2 + y_1^2 + z_2^2} - y_1 z_2} \\ - \frac{1}{2} \ln \frac{x_0 \sqrt{x_0^2 + y_2^2 + z_1^2} + y_2 z_1}{x_0 \sqrt{x_0^2 + y_2^2 + z_1^2} - y_2 z_1} + \frac{1}{2} \ln \frac{x_0 \sqrt{x_0^2 + y_1^2 + z_1^2} + y_1 z_1}{x_0 \sqrt{x_0^2 + y_1^2 + z_1^2} - y_1 z_1}$$

Ha a következő rövidítéseket használjuk:

$$16. \quad r_{11} = \sqrt{x_0^2 + y_1^2 + z_1^2} \quad \text{és} \quad f_{11} = y_1 z_1$$

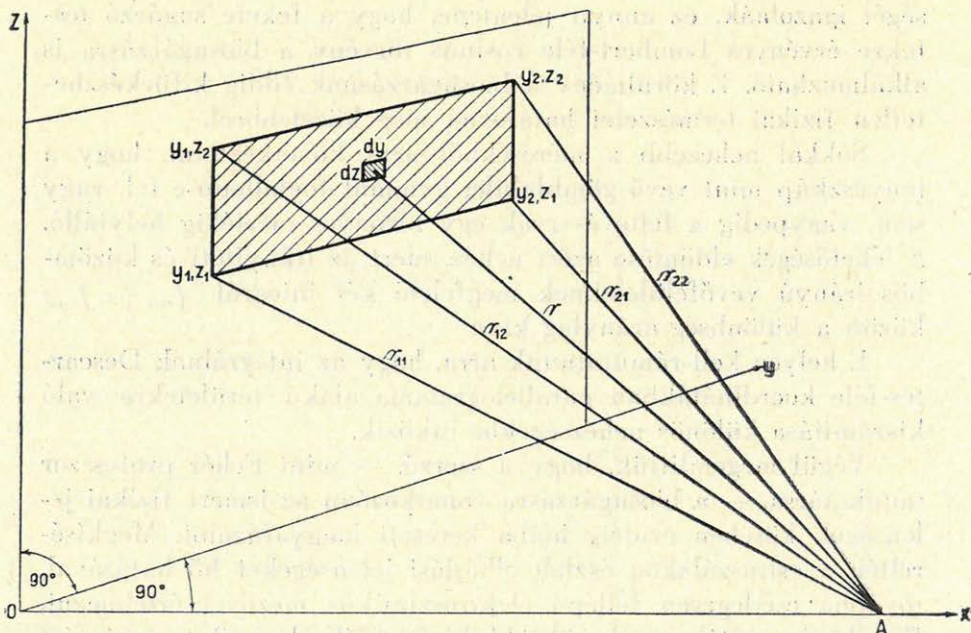
$$r_{12} = \sqrt{x_0^2 + y_1^2 + z_2^2} \quad f_{12} = y_1 z_2$$

$$r_{21} = \sqrt{x_0^2 + y_2^2 + z_1^2} \quad f_{21} = y_2 z_1$$

$$r_{22} = \sqrt{x_0^2 + y_2^2 + z_2^2} \quad f_{22} = y_2 z_2$$

akkor a végeredményt egyszerűbb alakban írhatjuk:

8 Ábra-Abb.8.



$$17. \quad J_{\cos}^{\square} = \frac{1}{2} S_F^* \ln \frac{(x_0 r_{22} + f_{22}) (x_0 r_{11} + f_{11}) (x_0 r_{12} - f_{12}) (x_0 r_{21} - f_{21})}{(x_0 r_{22} - f_{22}) (x_0 r_{11} - f_{11}) (x_0 r_{12} + f_{12}) (x_0 r_{21} + f_{21})}$$

Ha a sugárintenzitásnak megmérésénél az y_1 és z_1 koordinátát a O pontba helyezzük, ami a kísérleteknél nagyon könnyen esz-közölhető, akkor a 17-ik egyenlet még sokkal egyszerűbb lesz:

$$18. \quad J_{\cos}^{\square} = \frac{1}{2} S_F^* \ln \frac{x_0' r_{\max} + f}{x_0 r_{\max} - f}$$

Itt r_{\max} az a leghosszabb sugár, amely az x_0 pontból a parallelo-grammához vonható, és f a parallelogramma területe. Az intenzitás kiszámításánál úgy járunk el, hogy a 17—18 egyenletekből $x_0, y_1, y_2,$

z_1 és z_2 ismereteselek lévén J_{\cos}^{\square} -t kiszámítjuk. Az így nyert értéket

$J_i = \frac{(y_2 - y_1)(z_2 - z_1)}{x_0^2}$ -el osztjuk el. Az $\frac{J_i}{J_{\cos}^{\square}}$ viszony azt a ψ faktort adja meg, amellyel $S_M^* = \frac{x_0^2}{M}$ -et kell megszoroznunk, hogy az adó

jellemző biosugárintenzitását megkaphassuk.

Ennek az egyenletnek helyességét különféle nagy és egyenlő vastagságú parallelogramma felületekkel bizonyíthatjuk be. Ilyen mérések jelenleg Fehér professzor soproni kutató intézetében folyamatosak. Ha a kísérletek a 17- és 18 egyenletek érvényes-ségét igazolnák, ez annyit jelentene, hogy a fekete sugárzó tes-tekre érvényes Lambert-féle cosinus törvény a biosugárzásra is alkalmazható. E körülmény a biosugárzásnak eddig kifürkészhe-tetlen fizikai természetét határozná meg közelebbről.

Sokkal nehezebb a mérésekből arra következtetni, hogy a tenyészkúp mint vevő gömbfelület gyanánt foglalható-e fel, vagy sem, vagypedig a feltevés csak egy bizonyos mértékig helytálló. E lehetőségek eldöntése azért nehéz, mert az irányított és közöm-bös irányú vevőfelületeknek megfelelő két integrál J_{\cos} és J_{\cos^2} között a különbség aránylag kicsi.

E helyen kell rámutatnunk arra, hogy az integrálnak Descar-tes-féle koordinátákban parallelogramma alakú területekre való kiszámítása különös nehézségekbe ütközik.

Végül megemlítjük, hogy a szerző, — mint Fehér professzor munkatársa, — a biosugárzásra vonatkozóan az ismert fizikai je-lenségek körében ezideig hiába keresett magyarázatot. Megkísé-relték a csiraszálakon észlelt elhajlási jelenségeket hő hatásával, továbbá esetlegesen fellépő elektrosztatikus mezővel értelmezni, figyelembe vették azonkívül több kísérletnél a kozmikus sugárzást

is és számoltak avval a lehetőséggel, hogy a hatás neutron emissziónak tulajdonítható, de mindezek a feltevések meddőnek bizonyultak.

Az erre vonatkozó kísérleteket Fehér professzor soproni intézetében végeztette el és ezekről legközelebb közös dolgozat fog nyilvánosságra kerülni.

ÖSSZEFOGLALÁS.

A biosugárzás intenzitásának megmérése céljából sík felületről egy elemi gömbre ható összes sugárerősség számítását kíséreltük meg. A sugárzó test köralakú és parallelogramma-alakú vékony lap.

A differenciálegyenletek felállításánál a fekete testek sugárzására érvényes Lambert-féle törvény fennállását tételeztük fel.

A sugarakat felfogó tenyészkúp alakját a kísérleteknél használt csirázó borsónál mint constans elemi gömbfelületet képzeljük el.

Az intenzitásmérések kísérleti adatainak kiszámítási módját részletesen ismertetjük.

E helyen is hálás köszönetet mondok a m. kir. Földtani Intézet igazgatójának DR. LÓCZY LAJOS egyetemi ny. r. tanár úrnak, aki különös érdeklődésével és hathatós támogatásával jelen munkámat elősegítette.

IRODALOM.

1. D. FEHÉR: Untersuchungen über die, durch die unsichtbaren Beta- und Gammastrahlen der radioaktiven Stoffe ausgelösten Reizbewegungen der Pflanzen. (Mitteilungen aus dem botanischen Institut d. Univ. Sopron. 1940/H. 5.)
2. D. FEHÉR: Untersuchungen über die durch die unsichtbaren Beta- und Gammastrahlen der radioaktiven Stoffe ausgelösten Reizbewegungen der Pflanzen. II. Quantitative Erfassung der Strahlenwirkung. Die biologische Wirkung der kurzwelligen Erdstrahlen. (Mitteilungen aus dem Bot. Inst. d. Univ. Sopron. 1940/H. 4.)
3. D. FEHÉR: Untersuchungen über die, durch die unsichtbaren Beta- und Gammastrahlen der radioaktiven Stoffe ausgelösten Reizbewegungen der Pflanzen. III. Der biologische Nachweis der durchdringenden kurzwelligen Strahlung einiger metallischen Elemente. (Mitteilungen aus dem Bot. Inst. d. Univ. Sopron. 1941. H/5.)
4. FEHÉR DÁNIEL: Vizsgálatok az elemek által kibocsájtott rövidhullámú sugarak biológiai hatásáról. Beszámoló a m. kir. Földtani Intézet vitatúléseinek munkálatairól, A m. kir. Földtani Intézet 1942. évi jelentésének függeléke. 1942. 5. füzet. (In ungarischer Sprache.)

DIE VON EINER ELEMENTAREN KUGEL AUFGENOMMENE GESAMTSTRAHLUNG EINER EBENE.

Intensitätsmessung der Fehér'schen Biostrahlung.

Von: TIBOR SZELÉNYI.

Es ist bekannt, daß die von einer Kreisfläche F ausgestrahlte und von einer elementaren, gerichteten Fläche df aufgefangene Strahlungsintensität dJ nach folgender Gleichung wiedergegeben werden kann: (S. Abb. 1. im ungarischen Text.)

$$1. \quad dJ_{\cos^2}^{\circ} = df \cdot S^* \cdot \int_{\vartheta=0}^{\vartheta=u} dF \cdot \frac{\cos^2 \vartheta}{r^2}$$

Wenn wir hier beachten, daß

$$2. \quad F = \pi r_0^2 \operatorname{tg}^2 \vartheta$$

und somit

$$3. \quad dF = 2\pi r_0^2 \frac{\sin \vartheta}{\cos^3 \vartheta} d\vartheta$$

so wird aus Gl. 1.

$$4. \quad \underline{dJ_{\cos^2}^{\circ}} = 2\pi df \cdot S^* \int_{\vartheta=0}^{\vartheta=u} \sin \vartheta \cdot \cos \vartheta \cdot d\vartheta = \underline{\pi df S^* \sin^2 u}$$

In diesen Gleichungen bedeutet ϑ den Winkel, den die Strahlen mit der Flächennormalen einschliessen, u den halben Öffnungs-

winkel; S^* ist ein Proportionalitätsfaktor, den wir je nach der uns gestellten Aufgabe definieren können. S^* kann sowohl die Strahlungsintensität pro Flächeneinheit des Strahlers bedeuten, in welchem Fall wir es mit S_F^* bezeichnen, als auch die Strahlungsintensität pro Masseneinheit ausdrücken, wobei es das Zeichen S_M^* erhält. Die beiden S^* stehen in folgender Beziehung zueinander. Wenn F in cm^2 , und M in g angegeben ist, so ist z. B.

$$S_M^* = \frac{F \cdot S_F^*}{M}$$

Bei der Aufstellung der Gleichung 1. ist zu bemerken, daß die emittierende Fläche F und die absorbierende Fläche df einander parallel sind, und deshalb der nach dem Lambert'schen Gesetze bedingte Faktor $\cos \vartheta$ auf die zweite Potenz erhoben in die Differentialgleichung eingeht. Wenn man aber bei dem zu lösenden physikalischen Problem den Empfänger *nicht* als eine elementare ebene Fläche auffassen kann, — wie das bei der weiter unten ausführlich zu behandelnden Biostrahlung der Fall ist — so ist es von Nutzen, eine andere Differentialgleichung aufzustellen, bei der der Empfänger eine kleine Kugelfläche ist. Bei der Kugelfläche ist die Richtung der einfallenden Strahlen gleichgültig, und der Faktor $\cos \vartheta$ kann beim Empfang der Strahlen ausser Acht gelassen werden. Nach dem Lambert'schen Gesetz ist eine von parallelen Strahlen getroffene Kugelfläche als Empfänger der größten Schnittfläche der Kugel gleichzusetzen. In der jetzt aufzustellenden Differentialgleichung bedeutet also df diese größte Schnittfläche, welche wir im Folgenden als Konstante annehmen. Die Differentialgleichung lautet folgendermassen:

$$5. \quad \begin{matrix} \vartheta=u \\ d J_{\cos}^{\circ} = df \cdot S^* \int_{\vartheta=0} d F \cdot \frac{\cos \vartheta}{r^2} \end{matrix}$$

Wenn wir wieder Gl. 3 beachten, so wird

$$6. \quad \begin{matrix} \vartheta=u \\ \underline{d J_{\cos}^{\circ}} = df \cdot S^* \cdot 2\pi \int_{\vartheta=0} \sin \vartheta d \vartheta = \underline{2\pi S^* df \cdot (1 - \cos u)} \end{matrix}$$

Dieses Ergebnis wollen wir bei der Intensitätsmessung der „Biostrahlung“ verwerten. Das Problem besitzt eine große Ähnlichkeit mit dem der Messung der Strahlungsstärke von radioaktiven Präparaten, wo auch die Größe und Schichtdicke rechnerisch in Betracht gezogen werden muß. Die „Biostrahlung“ wurde von Prof. D. Fehér entdeckt und zuerst beschrieben. (S. Literatur: 1, 2, 3, 4.) Aus den Experimenten folgt, daß man es hier mit einer Fernwirkung zu tun hat. Die strahlungsartige Natur derselben ist durch verschiedene Versuche zwar nahegelegt, konnte jedoch mit den uns zur Zeit zur Verfügung stehenden Mitteln noch nicht mit voller physikalischer Strenge bewiesen werden.

Die Fernwirkung besteht darin, daß alle chemischen Elemente, ohne vermittelndes Medium in die Nähe von keimenden Pflanzen gebracht, auf diese einwirken. Die Wirkung äußert sich in der Verbiegung und Verkrümmung der Keimlinge nach einer bestimmten Richtung hin. Die Intensität dieser Wirkung ist für jedes Element spezifisch. Zum Nachweis der Biostrahlung werden keimende Pflanzen im Dunkeln, wo sie vor allen Licht- und Wärmestrahlen, so wie Luftströmungen usw. geschützt sind, 4—6 Tage lang der Wirkung der betreffenden Elemente ausgesetzt. Da alle Elemente wirksam sind, ist im Versuchsraum meistens nur die Resultante der einzelnen, einander nicht völlig kompensierenden Wirkungen wahrzunehmen. Bei den Experimenten besteht die größte Schwierigkeit eben darin, solche Stellen im Versuchsraum aufzusuchen, wo die Wände und auch die unvermeidlichen Laboratoriumsgeräte sich in ihrer Wirkung zur Genüge aufheben. Die Verkrümmung erfolgt in Richtung der Verbindungslinie zwischen Pflanze und strahlendem Flächenelement. Die Richtung der Verkrümmung hängt von der Entfernung der Pflanze vom Strahler ab, u. zwar so, daß in der Nähe desselben die Pflanze sich von diesem abkehrt, während sie sich nach einer bestimmten Entfernung demselben zuwendet. Wegen der ausführlichen Beschreibung der Erscheinung verweisen wir nochmals auf die oben angeführte Literatur.

Um die Intensität der Biostrahlung zu messen, müssen wir als erste Bedingung hinreichende Energien haben, da die Genauigkeit der Messungen bei größeren Energien größer ist. Um zu solchen zu gelangen, ist es nötig, entsprechend große Massen als Strahler zu verwenden. Die Massen können auf zwei verschiedene Weisen angeordnet werden. Erstens in einem Zylinder, dessen Durchmesser klein im Verhältnis zu seiner Längsachse ist, wobei die Strahlung in Richtung der Längsachse untersucht wird. Zwei-

tens in Form einer dünnen Platte, wobei die Strahlung in Richtung der Plattennormale untersucht wird. In diesem zweiten Fall kann die Selbstabsorption ausser Acht gelassen werden, und es müssen nur die schief einfallenden und zugleich aus größerer Entfernung kommenden Strahlen rechnerisch entsprechend in Betracht gezogen werden. Bei den Intensitätsmessungen ist diese zweite Anordnung zur Zeit die einzig mögliche, da die Selbstabsorption der Biostrahlen noch gänzlich unerforscht ist. Überdies ist die mathematische Behandlung von Selbstabsorptionsproblemen, welche bei der zylinderförmigen Anordnung auftreten, wegen des unvermeidlichen Exponentialintegrals und gelegentlich auch durch inhomogene Strahlung mit ausserordentlichen Schwierigkeiten verbunden.

Da die Biostrahlung nach den bisherigen Versuchsergebnissen Prof. Fehér's eine ausserordentlich große Durchdringungsfähigkeit besitzt, können wir auch nicht ganz dünne Platten, die also eine hinreichend große Masse besitzen, wie Flächen behandeln. Dies begründet auch die Einführung der zweifachen Definition des Proportionalitätsfaktors S^* in Gl. 6.

Zu den Versuchen verwendet man keimende Erbsen, die in länglichen Kisten in einem Abstand von cca. 2—3 cm gepflanzt sind. Gegenüber der großen Oberfläche der strahlenden Ebene kann man die strahlungsempfangende Vegetationsspitze als eine elementare Kugelfläche konstanter Größe auffassen, bei der — das sei besonders hervorgehoben — keinerlei Vorzugsrichtung anzunehmen ist. Nach der Ansicht der Botaniker können die Verkrümmungen nur den Einwirkungen an der Vegetationsspitze zugeschrieben werden, da die übrigen Pflanzenteile viel weniger empfindlich sind, wofür mannigfache Beweise vorliegen. Wenn wir dafür sorgen, daß die Strahlen hauptsächlich in horizontaler Richtung, oder höchstens von schräg oben her auf die Pflanzen einfallen und nie von unten kommen, so zeigt die Vegetationsspitze den Strahlen gegenüber immer dieselbe Flächengröße, und unsere oben gemachte Annahme betreffs des konstanten und keinerlei Vorzugsrichtung aufweisenden Empfängers ist berechtigt.

Die Bedingung, daß von unten kommende Strahlen bei der Messung ausgeschlossen bleiben, ist auch aus dem Grunde selbstverständlich, weil diese Strahlen dann die mit Erde gefüllte Kiste durchdringen müßten.

Die Messung der Strahlungsintensität geschieht folgendermassen. (S. Abb. 2.) Wir nehmen die y , z Ebene zusammenfallend

mit der dünnen Platte an, von der aus die Fernwirkung ihren Ausgang nimmt. Die Längenmessung, auf der die Intensitätsmessung beruht, geschieht auf der x Achse. Die Keimlinge sind in der langen Kiste in drei Längsreihen angepflanzt. Bis zu einer gewissen Entfernung x_0 neigen sich die Pflanzen in Richtung der $+x$ Achse, und nach einer mehr oder minder scharfen Grenze, bei größeren x Werten in Richtung der $-x$ Achse. Die Pflanzenindividuen folgen zwar nicht ausnahmslos alle dieser Regel, aber der Durchschnitt der positiven und negativen Neigungen ergibt, schon innerhalb eines kleineren Längenintervalles (z. B. 10 cm), das erwähnte Gesetz. Eine Fernwirkung ist noch in ungefähr siebenmal so großer Entfernung als x_0 wahrnehmbar. Wegen der größeren Schärfe des Umschlagbereiches wählte Prof. Fehér jedoch eben die Entfernung x_0 als Maß der Strahlungsintensität. Physikalisch ausgedrückt bedeutet dies, daß er die Einwirkungsstärke (Bestrahlungsstärke) im Punkte x_0 gleich der Einheit setzt. Die ziemlich gute Reproduzierbarkeit der Messungen ist ein Beweis dafür, daß die Pflanzen auf die Einwirkung immer in derselben Weise reagieren.

Die Stärke der vom Sender ausgehenden Wirkung ist nach Prof. Fehér proportional der Masse des Senders und umgekehrt proportional dem Quadrat der Entfernung von demselben. Die Intensitätsmessung der ausgestrahlten Energie geschieht nach folgender Formel:

$$7. \quad S_M^* = \frac{x_0^2}{M} m^2 \cdot g^{-1}$$

Die Entfernung x_0 wird nach Prof. Fehér in Metern, die Masse M des Strahlungskörpers in Gramm gemessen. So ausgedrückt variiert die Strahlungsstärke der meisten bis jetzt untersuchten Elemente zwischen den Werten 0.0001 und 0.08. Um nicht ständig mit Brüchen arbeiten zu müssen, wäre es angebracht x_0 in Zentimetern zu messen. Eine Fehér'sche Biostrahlungs-Stärkeneinheit wäre somit einem Sender zugeschrieben, von dem 1 g die Umschlagsgrenze der Keimlinge gerade in 1 cm Entfernung erzeugt. Es muß besonders hervorgehoben werden, daß nicht die Größe der Neigung der Pflanzen, sondern nur die Entfernung x_0 bei den Intensitätsmessungen beachtet wird. Die x Achse wird in die durch Blindversuche ermittelte neutrale Richtung gelegt, in welcher keinerlei störende Biostrahlungswirkungen wahrnehmbar sind.

Die Pflanzen sind, ihrer Natur entsprechend, nicht nur nach einer, sondern mehr oder weniger nach allen Richtungen geneigt und verbogen. Deshalb wird bei der Bestimmung der Umschlagsgrenze nur die in Richtung der x Achse fallende Komponente der Verkrümmungen in Betracht gezogen. Auf diese Weise gelangt bei solchen Biostrahlen, die aus der Platte $MNPQ$ in der nächsten Umgebung von O entstammen, die ganze Wirkungskraft zur Beobachtung. Bei solchen Strahlen jedoch, die aus der Platte in größerer Entfernung von O ihren Ursprung nehmen, gelangt nur die Projektion des Kraftvektors auf die x Achse zur Ablesung. Zur Veranschaulichung sollen die Abbildungen 3, 4, 5 dienen, in denen aus je zwei Flächenelementen dF und dF' heraustretende Strahlen veranschaulicht sind. f kann die krümmende Kraft, oder die zur Kraft einfachheitshalber proportional angenommene Verkrümmung selbst darstellen. In den Abbildungen 3, 4, 5 sehen wir die schematische Messanordnung mit nur einer eingezeichneten Vegetationsspitze A in der x, y Ebene, also in Draufsicht. Die von den beiden Strahlen s und s' erzeugte Krümmung wird durch die Resultante $R = f + f'$ dargestellt. In den Abbildungen 4 und 5 sind die Fälle schiefer Strahlen behandelt. $|f_2| = |f_3|$ sind aus zwei Gründen kleiner als $|f_1|$. Erstens, weil die Strahlen s_2 und s_3 aus größerer Entfernung kommen, als s_1 , zweitens, weil sie aus der Platte nicht in der Normalenrichtung, sondern mit dem Winkel ϑ (in den Abbildungen ist $\vartheta = 30^\circ$) austreten.

Das Wichtigste bei diesen Ausführungen ist, daß zwar $|R_2|$ und $|R_3|$ voneinander verschieden sind, jedoch die Projektion beider auf die x Achse, welche allein zur Beobachtung gelangt, gleich groß ist. Dies bedeutet, daß die Wirkung der Strahlen nur vom Winkel ϑ abhängt und bei gleichem ϑ unabhängig von der Austrittsstelle aus der Platte ist.

An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, daß obige Ausführungen nur einen hypothetischen Charakter besitzen, da die Wirkungsweise und der Mechanismus der erzeugten positiven und negativen Tropismen noch nicht zur Genüge erforscht ist.

Wir nehmen an, daß auch die von der Seite einfallenden Strahlen miteinander nicht interferieren, sondern ihre verkrümmende Wirkung voll ausüben. Eine Interferenz würde die Umschlagsgrenze selbstverständlich verschieben. Weil die Verbiegungen, die die seitlichen Strahlen erzeugen, kleiner sind (oder hier als kleiner beobachtet werden!), wird die Umschlagsgrenze bei diesen Strahlen weniger scharf. Dieser Umstand macht die Beobachtungen nur schwieriger und unpräziser, aber im Besitze der Gl.

6 kann man dennoch auf die volle Strahlungsintensität des Senders schliessen. Das geschieht auf Grund des folgenden Gedankenganges:

Auf Grund der Definition der Intensitätseinheit der Biostrahlung kann man in Gl. 6. (bei der Erbse) $df = 1$ setzen. Wenn alle Punkte der Senderplatte vom Empfänger in gleicher Entfernung lägen, und der Empfänger von allen Flächenelementen des Senders in Normalenrichtung wäre ($\vartheta = 0$), so würde in diesem idealen Falle die spezifische Strahlung der Senderfläche

$$8. \quad J_i = S_F^* \frac{\varrho^2 \pi}{r_0^2} = S_F^* \pi \cdot tg^2 u$$

sein. (S. Abb. 1.)

Wir wissen aber, daß in Wirklichkeit eine strahlende Kreisplatte mit dem halben Öffnungswinkel u im Punkte x_0 nur einen Bruchteil der obigen Intensität entfaltet, nämlich (Gl. 6.)

$$9. \quad J_r = 2 \pi S_F^* (1 - \cos u).$$

Aus dem Verhältniß $\frac{J_i}{J_r}$ gewinnen wir einen Faktor φ , mit dem die gemessenen Intensitätswerte multipliziert werden müssen, um die spezifische Strahlungsfähigkeit der Sendermaterie zu bekommen.

$$10. \quad \frac{J_i}{J_r} = \varphi = \frac{tg^2 u}{2 (1 - \cos u)}.$$

Wenn wir also Kreisplatten als Sender verwenden, so können wir im Besitze des Faktors φ sozusagen die ganze dünne Platte in einem Punkte konzentriert auffassen, ohne daß dabei die in diesem Punkte aufgehäufte Materie so dick würde, daß die Selbstabsorption die Strahlung beeinflussen würde.

In Abb. 6. ist die aufgefangene Intensität, auf drei verschiedene Weisen berechnet, in willkürlichen ($S_F^* = 1$), aber bei allen drei Kurven gleichen Einheiten dargestellt. Auf der Abszissenachse ist der halbe Öffnungswinkel u gemäß Abb. 1. aufgetragen. Die mit J_{cos}^0 bezeichnete Kurve stellt den Verlauf der Strahlungsintensität bei den Biostrahlungsmessungen dar. Der Höchstwert dieser Kurve beträgt 2π . Daraus erhellt, daß bei der praktischen Ausführung der Intensitätsmessungen es sich nicht lohnt, über eine gewisse Größe der Senderfläche hinauszugehen. In der Abbildung

6 ist auch die der orientierten Empfängerfläche (Gl. 4.) entsprechende Kurve, mit J_{\cos^2} bezeichnet, aufgetragen. Hier ist die oberste Grenze für die unendlich große Strahlungsfläche gleich π .

Für die Ausrechnung der nach den verschiedenen Differentialgleichungen erhaltenen Intensitäten ist das Verhältniß $\frac{J_{\cos}}{J_i}$ und $\frac{J_{\cos^2}}{J_i}$ ausschlaggebend. Beide Brüche sind in der Abb. 7. dargestellt. Aus diesen entnimmt man, daß der Unterschied zwischen den beiden Rechnungsarten höchstens 9 % beträgt, welches Maximum bei 51° erreicht wird. Diese Differenz ist bei den bisherigen Biostrahlungsmessungen in Anbetracht der Fehlergrenze derselben kaum von Bedeutung. Um die Richtigkeit der Annahmen, die zum Integral der Gl. 6. geführt haben, nachzuweisen, muß man die Fehlergrenze bei den künftigen Versuchen möglichst unter 9 % herabdrücken und Plattengröße und -dicke so bemessen, daß das Arbeiten bei einem halben Öffnungswinkel 51° ermöglicht wird. Beide Bedingungen lassen sich nach den bisherigen Erfahrungen verwirklichen.

Mit einer vollen Kreisscheibe als Sender zu arbeiten ist aus dem Grunde unmöglich, weil die von der unteren Hälfte der Kreisplatte kommenden Strahlen durch die mit Erde gefüllte Kiste gehen müßten. Die Gl. 6. ist auch für solche Schnitte der Kreisscheibe gültig, wo der Schnitt durch den Kreismittelpunkt geht. Man kann also auch z. B. mit einem Halbkreis arbeiten, wobei die Intensität durch folgende Gleichung ausgedrückt wird:

$$11. \quad \widehat{J_{\cos}} = \pi S_F^* (1 - \cos u).$$

Während der bisherigen Versuche hat es sich herausgestellt, daß auch bei halbkreisförmigen Senderplatten gewisse technische Schwierigkeiten auftreten, und man am besten mit rechtwinkligen Parallelogrammen arbeiten kann. Zur Berechnung der gesamten Strahlungsleistung einer solchen Platte sei folgende Differentialgleichung aufgestellt.

$$12. \quad J_{\cos}^{\square} = S_F^* \int_{y_1}^{y_2} \int_{z_1}^{z_2} \frac{x_0}{(x_0^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} dy \cdot dz$$

Zu dieser Gleichung gelangen wir folgendermassen: Eine elemen-

tare Fläche $dy \cdot dz$ (s. Abb. 8.) sendet nach dem Empfänger A die Strahlungsintensität

$$13. \quad d J_{\cos}^{\square} = S_F^* dy \cdot dz \cdot \frac{\cos \vartheta}{r^2}$$

Hiebei ist der Empfänger als klein im Verhältniß zur ganzen Senderfläche, ohne Vorzugsrichtung und ausserdem von konstantem Querschnitt, der nach Prof. Fehér gleich 1 gesetzt wird, anzunehmen.

Bei der Integration können wir folgendermassen verfahren. Zuerst integrieren wir nach z (s. z. B. Láska S. 164. Gl. 5.)

$$14. \quad \frac{J_{\cos}^{\square}}{S_F^*} = x_0 \int_{y_1}^{y_2} \frac{dy}{z_2 \sqrt{(x_0^2 + y^2) \sqrt{x_0^2 + y^2 + z_2^2}}} - x_0 \int_{y_1}^{y_2} \frac{dy}{z_1 \sqrt{(x_0^2 + y^2) \sqrt{x_0^2 + y^2 + z_1^2}}}$$

dann weiter nach y (s. z. B. Mangold: Einführung, Gl 1284.)

$$15. \quad \frac{J_{\cos}^{\square}}{S_F^*} = \frac{1}{2} \ln \frac{x_0 \sqrt{x_0^2 + y_2^2 + z_2^2} + y_2 z_2}{x_0 \sqrt{x_0^2 + y_2^2 + z_2^2} - y_2 z_2} - \frac{1}{2} \ln \frac{x_0 \sqrt{x_0^2 + y_1^2 + z_2^2} + y_1 z_2}{x_0 \sqrt{x_0^2 + y_1^2 + z_2^2} - y_1 z_2} \\ - \frac{1}{2} \ln \frac{x_0 \sqrt{x_0^2 + y_2^2 + z_1^2} + y_2 z_1}{x_0 \sqrt{x_0^2 + y_2^2 + z_1^2} - y_2 z_1} + \frac{1}{2} \ln \frac{x_0 \sqrt{x_0^2 + y_1^2 + z_1^2} + y_1 z_1}{x_0 \sqrt{x_0^2 + y_1^2 + z_1^2} - y_1 z_1}$$

Zur Vereinfachung benützen wir folgende Abkürzungen:

$$16. \quad \begin{aligned} r_{11} &= \sqrt{x_0^2 + y_1^2 + z_1^2} & \text{und} & & f_{11} &= y_1 z_1 \\ r_{12} &= \sqrt{x_0^2 + y_1^2 + z_2^2} & & & f_{12} &= y_1 z_2 \\ r_{21} &= \sqrt{x_0^2 + y_2^2 + z_1^2} & & & f_{21} &= y_2 z_1 \\ r_{22} &= \sqrt{x_0^2 + y_2^2 + z_2^2} & & & f_{22} &= y_2 z_2 \end{aligned}$$

Dann wird das Endergebnis

$$17. \quad J_{\cos}^{\square} = \frac{1}{2} S_F^* \ln \frac{(x_0 r_{22} + f_{22}) (x_0 r_{11} + f_{11}) (x_0 r_{12} - f_{12}) (x_0 r_{21} - f_{21})}{(x_0 r_{22} - f_{22}) (x_0 r_{11} - f_{11}) (x_0 r_{12} + f_{12}) (x_0 r_{21} + f_{21})}$$

Wenn wir bei den Intensitätsmessungen die Koordinaten y_1 und

z_1 in den O-Punkt legen, was leicht zu bewerkstelligen ist, so vereinfacht sich Gleichung 17. bedeutend.

$$18. \quad J_{\cos}^{\square} = \frac{1}{2} S_F^* \ln \frac{x_0 r_{\max} + f}{x_0 r_{\max} - f}$$

Hier ist r_{\max} der längste Fahrstrahl, den man vom Punkte x_0 zum Parallelogramm ziehen kann, und f die Fläche des Parallelogrammes. Wir wenden die Gl. 17. und 18. so an, daß wir zuerst

bei Kenntnis von x_0 , y_1 , y_2 , z_1 und z_2 J_{\cos}^{\square} ausrechnen. Mit dem so erhaltenen Wert dividieren wir $J_i = \frac{(y_2 - y_1)(z_2 - z_1)}{x_0^2}$. Das

Verhältnis $\frac{J_i}{J_{\cos}^{\square}}$ gibt uns den Faktor ψ , mit dem wir den unkorrigierten Wert

$S_M^* = \frac{x_0^2}{M}$ cm. g⁻¹ multiplizieren müssen, um zu der spezifischen Biostrahlungsstärke eines Senders gelangen zu können.

Die Gültigkeit dieser Gleichungen kann mittels verschieden großer Senderparallelogramme gleicher Dicke beweisen. Solche Messungen sind im Laboratorium Prof. Fehér's in Sopron zur Zeit im Gange. Wenn die angestellten Experimente die Gültigkeit der Gl. 17. und 18. in Zukunft bewahrheiten sollten, so würde dies soviel bedeuten, daß das Lambert'sche Gesetz für schwarze Strahler auch für die Biostrahlung anwendbar ist, wodurch der gegenwärtig noch rätselhafte physikalische Charakter derselben besser umschrieben würde.

Viel schwerer ist es, aus den Messungen darauf zu schliessen, ob bei den Versuchen die Vegetationsspitze als Kugelfläche aufgefaßt werden kann, oder die Größe des durch diese Annahme eventuell begangenen Fehlers abzuschätzen. Diese Schwierigkeit ist eine Folge des geringen Unterschiedes der beiden Integrale für J_{\cos} und J_{\cos}^2 .

Bei diesem Punkte ist darauf hinzuweisen, daß die Ausrechnung des Integrals für J_{\cos}^2 in cartesischen Koordinaten für Parallelogramme auf besondere Schwierigkeiten stößt.

Es sei bemerkt, daß der Verfasser, als Mitarbeiter von Prof. Fehér, versuchte auf dem Gebiete der bekannten physikalischen Erscheinungen eine Erklärung für die Biostrahlung zu finden, jedoch ohne Erfolg. Wir versuchten auch, die an den Keimlingen verursachten Verkrümmungen auf Wärmewirkungen, sowie auf das Auftreten von elektrostatischen Feldern zurückzuführen.

weilers zogen wir die Möglichkeit eines Einflusses der kosmischen Strahlen in Betracht. Es wurde auch ein Experiment zum Nachweis von Neutronenemission angestellt. Doch all diese Annahmen haben sich als unfruchtbar erwiesen. Über diesbezügliche Versuche, die im Laboratorium Prof. Fehér's ausgeführt wurden, werden wir demnächst in einer gemeinsamen Arbeit berichten.

ZUSAMMENFASSUNG.

Um die Intensitätsmessung der Biostrahlung zu ermöglichen, wird die von einer elementaren Kugel aufgenommene Gesamtstrahlung einer Fläche berechnet, und zwar für einen Kreis und für ein Parallelogramm.

Bei der Aufstellung der Differentialgleichungen wird das für die Strahlung eines schwarzen Körpers gültige Lambert'sche Gesetz vorausgesetzt.

Die strahlenempfindliche Vegetationsspitze der bei den Versuchen angewendeten keimenden Erbsen wird als Kugelfläche konstanter Größe angenommen.

Die rechnerische Auswertung der Versuchsergebnisse für die Intensitätsmessungen wird ausführlich beschrieben.

Dem Direktor des Kgl. Ung. Geologischen Institutes, Univ. Prof. Dr. L. v. Lóczy sei für sein reges Interesse und die Förderung vorliegender Arbeit auch an dieser Stelle der verbindlichste Dank ausgesprochen.

LITERATUR:

1. D. Fehér: Untersuchungen über die, durch die unsichtbaren Beta- und Gammastrahlen der radioaktiven Stoffe ausgelösten Reizbewegungen der Pflanzen. (Mitteilungen aus dem botanischen Institut d. Univ. Sopron. 1940.) H. 3.
2. D. Fehér: Untersuchungen über die, durch die unsichtbaren Beta- und Gammastrahlen der radioaktiven Stoffe ausgelösten Reizbewegungen der Pflanzen. II. Quantitative Erfassung der Strahlenwirkung. Die biologische Wirkung der kurzwelligen Erdstrahlen. (Mitteilungen aus dem Bot. Inst. d. Univ. Sopron. 1940.) H. 4.
3. D. Fehér: Untersuchungen über die, durch die unsichtbaren Beta- und Gammastrahlen der radioaktiven Stoffe ausgelösten Reizbewegungen der Pflanzen. III. Der biologische Nachweis der durchdringenden kurzwelligen Strahlung einiger metallischen Elemente. (Mitteilungen aus dem Bot. Inst. d. Univ. Sopron, 1941.) H. 5.
4. Fehér Dániel: Vizsgálatok az elemek által kibocsátott rövidhullámú sugarak biológiai hatásáról. Beszámoló a m. kir. Földtani Intézet vitaüléseinek munkálatairól. A m. kir. Földtani Intézet 1942. évi jelentésének függeléke. 1942. 3. füzet. (In ungarischer Sprache.)

A veszprémi fennsík nyugati felének geológiai térképe

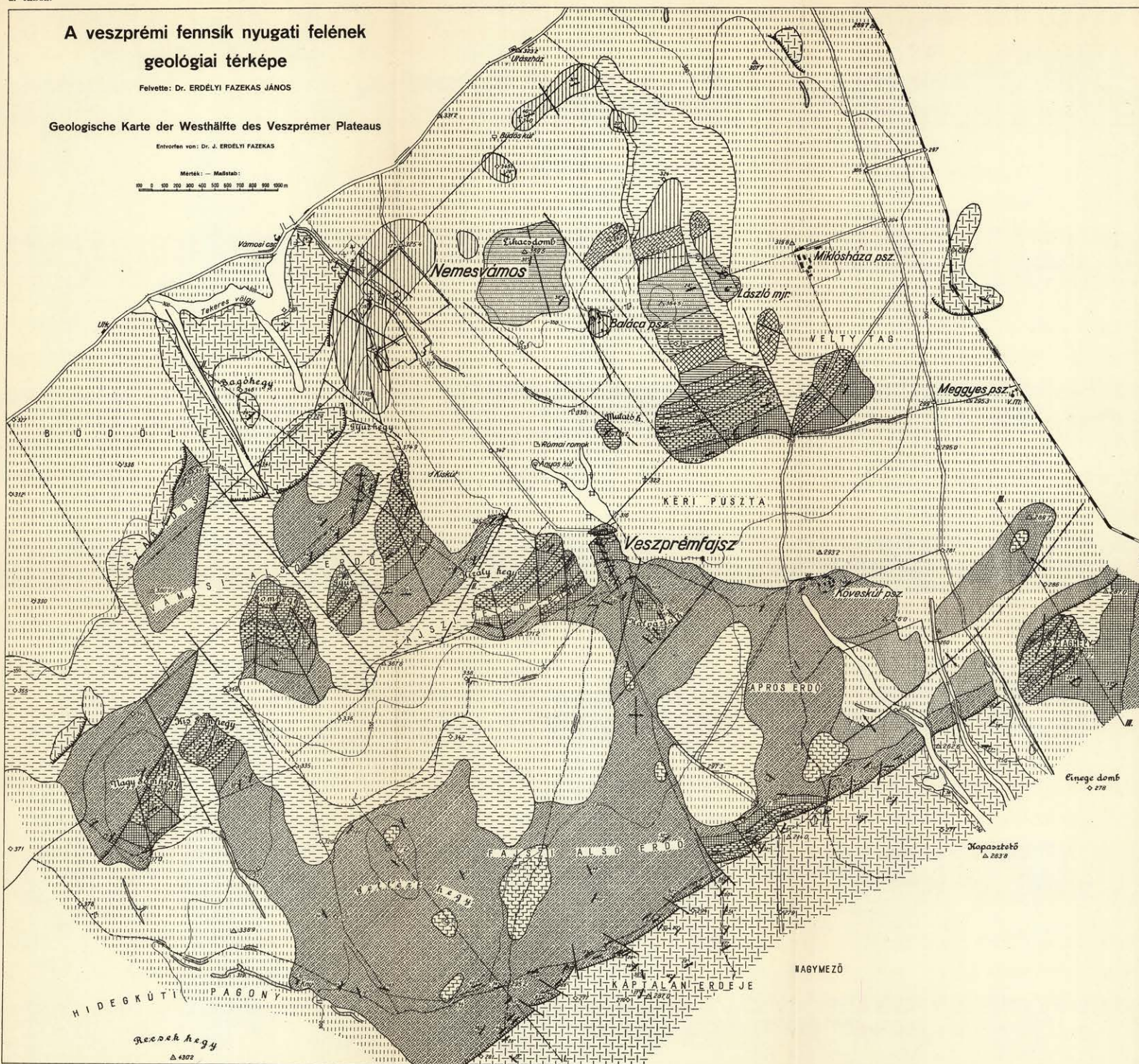
Felvette: Dr. ERDÉLYI FAZEKAS JÁNOS

Geologische Karte der Westhälfte des Veszprémer Plateaus

Entworfen von: Dr. J. ERDÉLYI FAZEKAS

Mérték: — Maßstab:

0 100 200 300 400 500 600 700 800 900 1000 m



JELMAGYARAZAT: — ZEICHENERKLÄRUNG:

- | | |
|---|----------------------------|
| 1. Törtek és patak alluvium
Geröll und Bachalluvium | Hozzávaló — Holozän |
| 2. Barna erdei talajjal
Brauner Waldboden | Preboreál — Präboreál |
| 3. Lész
Löss | Preboreál — Präboreál |
| 4. Pannónia élevesi mészkő
Pannonicus süesswasserkalk | Preboreál — Präboreál |
| 5. Földtömlő
Hauptdolomit | Norman — Normen |
| 6. Felső margareport felül része
Oberer der Obere Mergelgruppe | Felső tiszta — Obere Tisza |
| 7. Terebratula mészkő
Terebratula Kalk | Karstium — Karstium |
| 8. Felső rabli dolomit
Oberer Rabli Dolomit | Karstium — Karstium |
| 9. Felső margit aló része, fedőjén szikre meszkővel
(Örményes Mergel, in der hangenden Schicht mit grauem Kalkstein. (Örményes Mergel)) | Karstium — Karstium |
| 10. Aló rabli dolomit
Unterer Rabli Dolomit | Karstium — Karstium |
| 11. Aló margit
Untere Mergel | Karstium — Karstium |
| 12. Füredi mészkő
Füredi Kalk | Karstium — Karstium |
| 13. Tridontina mészkő fehér változata, fedőjén: Solyi margit
Weisse Variation des Tridontina Kalksteins, in der hangenden Schicht mit Solyi Mergel | Karstium — Karstium |
| 14. Tridontina mészkő
Tridontina Kalk | Karstium — Karstium |
| 15. Trachyceras Retzi rétegek
Trachyceras Retzi Schichten | Karstium — Karstium |
| 16. Alpi kagylós mészkő
Alpine Muschelkalk | Karstium — Karstium |
| 17. Mozehegyi dolomit
Mozehegyer Dolomit | Karstium — Karstium |
| 18. Felső campili mészkő
Obere Campili Plattenkalk | Karstium — Karstium |
| 19. Aló campili rétegek
Untere Campili Schichten | Karstium — Karstium |
| 20. Rétegcsep és göle
Bänke und Felsen | Karstium — Karstium |
| 21. Kivétel látható
Petrifaktum Fundort | Karstium — Karstium |
| 22. Törésvonal
Bruchlinie | Karstium — Karstium |
| 23. Átlósodási vonal
Überschiebungslinie | Karstium — Karstium |
| 24. Anklinalis tengely
Anklinal Achse | Karstium — Karstium |
| 25. Szélirány jelző
Richtung der Profile | Karstium — Karstium |